

## ВТОРИЧНЫЕ ПРОТОННЫЕ ЭХО ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ДВУХИМПУЛЬСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

*Б.Ф.Алексеев, В.Д.Гидаев*

Наблюдались вторичные протонные эхо от водных растворов ряда соединений при периодическом воздействии на образец серии двух РЧ импульсов. Эффекту дана теоретическая трактовка.

Феноменологическая [1] и квантовая [2] теории спинового эхо предсказывают возникновение лишь одного эхо при воздействии на спин-систему серии из двух радиочастотных импульсов ( $\xi_1 - \tau - \xi_2$ ). В ряде работ [3–9], однако, после действия двух импульсов наблюдались множественные эхо-отклики. Подробно такие эффекты изучены для ядер в магнитоупорядоченных структурах [3–6] и ядер с квадрупольным взаимодействием в твердых телах [7–9]. Мы наблюдали вторичные эхо при периодическом следовании серий из двух импульсов в столь простых системах, как протоны в водных растворах парамагнитных ионов и алюминатов; типичная осциллограмма эхо-сигнала приведена на рис. 1.

С известными механизмами [9] нельзя связать появление множественных эхо в данных экспериментах. В работе [10] указано на возможность возникновения добавочных эхо, если действию импульсов предшествует неравновесность спин-системы. Этот механизм в нашей ситуации представляется правдоподобным, но данных работы [10] недостаточно для сравнения с экспериментальными результатами.

Мы рассмотрели подробнее формирование эхо-сигналов при периодическом следовании серии импульсов  $\xi_1 - \tau - \xi_2$ . Спин-система предполагалась состоящей из множества изохроматических блоховских групп, невзаимодействующих между собой. Во время действия импульсов  $\xi_1$  и  $\xi_2$  релаксационными процессами в изогруппе пренебрегалось. Начальные значения компонент намагниченности изогруппы определялись из условия "сшивания" решений уравнений движения намагниченности на

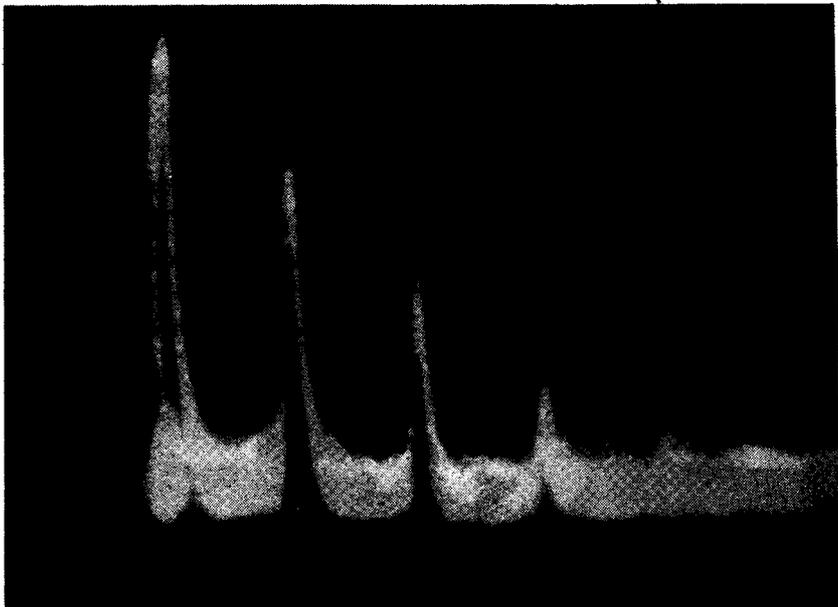


Рис. 1. Протонное эхо от водного раствора алюмината при периодическом следовании серии двух РЧ импульсов;  $\tau = 440$  мкс;  $T = 0,05$  сек. Слева направо последовательно видны отклик приемника на второй импульс, главное, второе и третье эхо

границе соседних циклов. На конечном этапе эхо-отклик спин-системы находился как результат интерференции поперечных компонент намагниченностей всех изо групп. Если принять функцию распределения термически равновесных намагниченностей изо групп по частотам гауссовой, т. е.

$$g(\Delta\omega) = \frac{T_3}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\Delta\omega T_3)^2}{2}\right],$$

то для амплитуды главного эхо получаем

$$V(2\tau) \approx M_0 \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{T-\tau}{T_1}\right) + \left[ \exp\left(-\frac{T-\tau}{T_1}\right) \exp\left(-\frac{T}{T_1}\right) \cos \xi_2 \right] \sin \xi_1 \times \right. \\ \left. \times \sin^2 \frac{\xi_2}{2} \exp\left(-\frac{2\tau}{T_2}\right) + \frac{1}{2} M_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\tau}{T_1}\right) \right] \exp\left(-\frac{\tau}{T_1} - \frac{T}{T_2} - \frac{T^2}{2T_3^2}\right) \sin \xi_1 \sin^2 \xi_2 \right\} \quad (1)$$

Амплитуда второго эхо описывается при этом выражением

$$V(3\tau) \approx M_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\tau}{T_1}\right) \right] \exp\left(-\frac{T+2\tau}{T_2} - \frac{T^2}{2T_3^2}\right) \cos^2 \frac{\xi_1}{2} \sin^2 \frac{\xi_2}{2} \sin \xi_2 \quad (2)$$

Здесь  $T_1$  и  $T_2$  – времена спин-решеточной и спин-спиновой релаксации в изогруппе;  $T$  – период следования серий импульсов;  $M_0$  – равновесная намагниченность всей спин-системы. Громоздкие выражения для амплитуд последующих эхо не приводим.

Если период следования серий велик ( $T \gg T_1, T_2$ ; обычно  $T_3 < T_2$ ), т. е. неравновесность изогрупп, предшествующая действию импульсов, мала, то вторичные эхо исключаются, а амплитуда главного эхо дается хорошо известным выражением

$$V(2\tau, T \rightarrow \infty) \approx M_0 \sin \xi_1 \sin^2 \frac{\xi_2}{2} \exp\left(-\frac{2\tau}{T_2}\right).$$

Согласно (1) и (2), амплитуды главного и второго эхо по-разному зависят от условий возбуждения эхо ( $\xi_1, \xi_2, \tau, T$ ). Так, при  $\xi_2 = 180^\circ$  главное эхо максимально (в предположении малости второго слагаемого в (1)), а второе эхо обращается в нуль. При увеличении  $\tau$  интенсивность главного эхо уменьшается, а у второго эхо достигает максимума при  $\tau_0 = -T_1 \ln[2T_1/(2T_1 + T_2)]$ . Отмеченные закономерности хорошо подтверждаются экспериментально. На рис. 2 приведены зависимости амплитуд главного и второго эхо от длительности периода  $T$ , качественно хорошо согласующиеся с предсказываемыми выражениями (1) и (2).

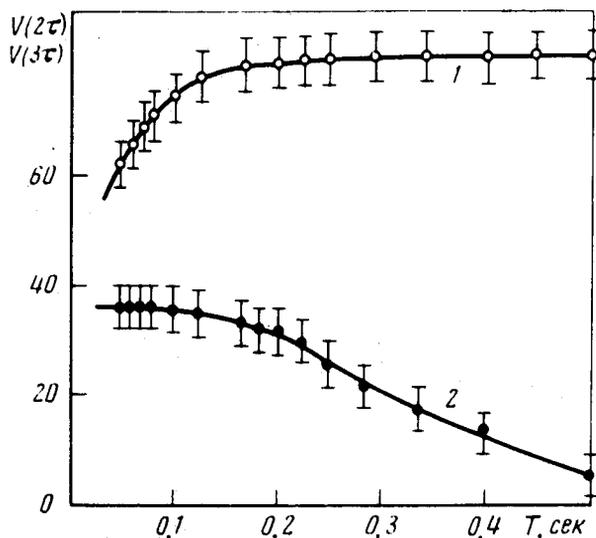


Рис. 2. Зависимости амплитуд (условные единицы) главного (1) и второго (2) эхо от длительности периода  $T$ . Образец – водный раствор алюмината; частота 12 МГц;  $\tau = 220$  мкс

Свойства главного и вторичных эхо, получаемых при периодическом следовании серий импульсов, дают новые возможности экспериментального определения характеристических времен  $T_1, T_2$  и  $T_3$ .

Ленинградский  
электротехнический институт  
им. В.И. Ульянова (Ленина)

Поступила в редакцию  
18 июня 1975 г.

## Литература

- [1] A.L.Bloom. Phys. Rev., 98, 1105, 1955.
  - [2] T.P.Das, A.K.Saha, D.K.Roy. Proc. Roy. Soc., A227, 407, 1955.
  - [3] C.W.Searle, J.Davis, A.Hirai, K.Fukuda. Phys. Rev. Lett., 27, 1380, 1971.
  - [4] Б.С.Думеш. Письма в ЖЭТФ, 14, 511, 1971.
  - [5] М.П.Петров, В.В.Москалев, Г.А.Смоленский. Письма в ЖЭТФ, 15 132, 1972.
  - [6] Ю.М.Буньков, Б.С.Думеш, М.И.Куркин. Письма в ЖЭТФ, 19, 216, 1974.
  - [7] I.Solomon. Phys. Rev., 110, 61, 1958.
  - [8] H.Abe, H.Yasuoka, A.Hirai. J. Phys. Soc. Japan. 21, 77, 1966.
  - [9] М.И. Куркин, В.В.Сериков. ФТТ, 16, 1177, 1974.
  - [10] H.Pfeifer, U.Dolega, H.Winkler. Ann. Phys., 15, 246, 1955.
-